

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS GAMMA ACCOMPAGNANT LA DÉSINTÉGRATION ALPHA DU PROTACTINIUM 231 ($^{231}\text{Pa} \xrightarrow{\alpha} ^{227}\text{Ac}$)

Chin Fan LEANG

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse
Bâtiment 104, Campus, 91, Orsay

(Reçu le 24 novembre 1969)

Résumé. — Les rayonnements γ accompagnant la désintégration $^{231}\text{Pa} \xrightarrow{\alpha} ^{227}\text{Ac}$ ont été étudiés par spectrométrie γ de grande résolution et par coïncidences α - γ bidimensionnelles avec un calculateur IBM 360-50. Un schéma de niveaux de ^{227}Ac est construit à partir des nouveaux résultats expérimentaux.

Abstract. — Gamma radiations following α decay of ^{231}Pa have been studied with high resolution Ge-Li detectors and by means of α - γ bidimensional coincidences on line with an IBM 360-50 computer. A level scheme of ^{227}Ac is proposed on the basis of the new data of the present work.

Introduction. — Les niveaux de ^{227}Ac sont alimentés par l'émission α de ^{231}Pa ($T_{1/2} = 34\,480 \pm 260$ ans). Les études spectroscopiques de ce corps sont très nombreuses. Parmi les travaux connus, on peut citer ceux de Baranov et coll. [1] qui ont étudié le spectre α de ^{231}Pa avec le spectrographe magnétique $\pi\sqrt{2}$ de Moscou à grande luminosité. L'ensemble des énergies des niveaux déduits forme la base du schéma de ^{227}Ac .

Stephens [2] a étudié les spectres d'électrons de conversion avec un spectrographe à focalisation semi-circulaire à champ permanent et il a pu déterminer avec précision l'énergie d'un certain nombre de transitions et déduire les multipolarités des rapports d'intensité de raies L.

De Pinho [3] a étudié les transitions dans la région d'énergie ~ 300 keV, utilisant la spectrographie magnétique pour les électrons de conversion et des scintillateurs INa pour les rayonnements γ . En combinant les résultats déduits des spectres γ et e^- , il a pu déterminer les intensités γ/α et les taux de mélange $M_1 + E_2$ de plusieurs transitions d'énergie moyenne. Il en a conclu que les transitions de 300 et 330 keV, au lieu d'être M_2 comme le proposent Baranov et coll. [1] devraient être plutôt de nature $M_1 + E_2$.

En 1966 Mme Maças Marquês et coll. [4] ont repris l'étude du rayonnement γ de ce corps avec un détecteur solide Ge-Li de résolution 1 keV, et ont observé une quarantaine de transitions.

Récemment Lange et Hagee [5] ont étudié le rayonnement γ avec des détecteurs Si-Li et Ge-Li de résolution respective 0,85 et 2,9 keV. L'emplacement de certaines transitions intenses a pu être déterminé par coïncidences bidimensionnelles α - γ (32×128 canaux). Ils ont proposé deux bandes de rotations $3/2 - [532]$ et $3/2 + [651]$ dans la partie des basses

énergies du schéma de niveaux, confirmant ainsi l'attribution par Foucher et coll. [3] de l'état intrinsèque de Nilsson $3/2 - [532]$ au niveau fondamental de ^{227}Ac .

Malgré un nombre important de résultats expérimentaux, les transitions entre les dix premiers niveaux de ^{227}Ac (jusqu'à 210 keV) ne sont pas déterminées de façon sûre. Les différents auteurs suggèrent de nouveaux niveaux, non observés par voie α , dans cette partie du schéma, pour expliquer leurs résultats expérimentaux : Baranov et coll. introduisent un niveau à 34,0 keV, Stephens un niveau à 52,59 keV, Lange et Hagee un autre niveau à 71,7 keV.

Nous avons repris la spectrométrie γ des transitions dans ^{227}Ac afin de mieux préciser les rayonnements γ et leur attribution, surtout dans la partie basse énergie du schéma qui présente un intérêt théorique particulier.

Méthodes utilisées. — 1) DÉTECTEURS γ ET α . — L'étude des rayonnements γ a été faite avec un détecteur Ge-Li de résolution 1,8 keV à 100 keV ($3 \times 0,8$ cm³), avec fenêtre d'entrée en Be. Un autre détecteur de volume plus petit mais de résolution 0,9 keV à 100 keV nous a permis de séparer certaines raies γ complexes obtenues avec le premier détecteur.

Pour pouvoir déterminer les intensités γ par désintégration α , nous avons étalonné l'efficacité du détecteur Ge-Li en valeur absolue à l'aide d'émetteurs α pair — pair pour lesquels l'intensité γ/α de la transition $2 + \rightarrow 0 +$ est connue avec précision [6].

Les spectres α de ^{231}Pa ont été étudiés au moyen de détecteurs à barrière de surface (Quartz et Silice) de 25 mm² et 100 mm², d'épaisseur 150 μ et de résolution variant de 18 à 30 keV.

2) SOURCES UTILISÉES. — Pour l'étude des spectres γ directs on a utilisé une source de ^{231}Pa d'activité $\sim 10 \mu\text{C}$. L'élimination des descendants (^{227}Ac et dérivés) était faite par l'extraction sélective du protactinium d'une solution $\text{HCl } 10 \text{ N}$ par l'Isopropylphénylcétone, méthode mise au point par Walen et Bastin [7]. Après plusieurs lavages de la phase organique, Pa est extrait en retour par quelques gouttes de mélange ($\text{HCl } 10 \text{ N} + \text{HF } 1 \text{ N}$) dans un tube de polythène à fond conique.

La source utilisée pour la spectrométrie α , les coïncidences α - γ et pour la détermination des intensités γ absolues a été obtenue en volatilissant sous vide sur une lame d'aluminium de $0,05 \text{ mm}$ d'épaisseur une fraction de la solution active purifiée mise à sec dans un creuset de tantale.

3) ELECTRONIQUE ET COINCIDENCES α - γ BIDIMENSIONNELLES A GRANDE CAPACITÉ D'ADRESSE. — L'ensemble classique de coïncidence rapide — lente était placé dans une pièce à température contrôlée à $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ afin d'assurer la stabilité des chaînes α et γ durant des expériences de longue durée.

Depuis l'installation récente à l'Institut de Physique Nucléaire à Orsay d'un ordinateur IBM 360-50 et d'une liaison directe entre la machine et notre Centre, il est devenu possible d'effectuer des expériences de coïncidences multidimensionnelles d'une capacité d'adresse très importante.

($2^{24} \sim 1,6 \times 10^7$ canaux et possibilité jusqu'à 2^{48}).

Une seule expérience dans ces conditions permet ainsi d'obtenir les mêmes résultats que ceux qui nécessitaient précédemment une série d'expériences par tranches d'énergie α successives [8].

Le schéma électronique des circuits de coïncidence est résumé sur la figure 1. Les voies α et γ sont symétriques. Le châssis de pilotage « HC 17 » assure la simultanéité des sorties des convertisseurs α et γ vers l'interface « IRC 12 ». Une deuxième sortie identique et parallèle des deux convertisseurs est dirigée séparément vers deux blocs mémoire de contrôle BMX et BMY. L'élément IRC 12, réalisé par le service électronique de l'Institut de Physique Nucléaire, a pour

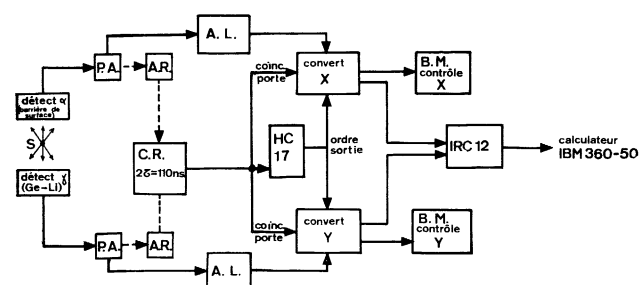


FIG. 1. — Schéma électronique pour coïncidence α - γ bidimensionnelle avec ordinateur IBM 360-50.

- > voie rapide
- > voie lente
- A. R. ampli rapide
- A. L. ampli linéaire
- C. L. coïncidence lente
- P. A. préamplificateur
- C. R. coïncidence rapide.

but de transformer les impulsions logiques binaires parallèles en impulsions logiques binaires série permettant ainsi de transmettre l'événement à enregistrer à travers un seul câble de très faible atténuation vers le calculateur. La longueur du train d'impulsions de 24 bits est $\sim 12 \mu\text{s}$, durée de beaucoup inférieure au temps de conversion des convertisseurs actuels.

Les spectres enregistrés dans les blocs mémoire BMX et BMY correspondent (en principe) exactement à la projection sommée sur les axes X et Y du spectre de coïncidence XY enregistré par la calculatrice IBM 360-50. L'intégrale des deux spectres de contrôle doit être identique. Une première vue de ces spectres permet de s'assurer en cours d'expérience, de la bonne marche des deux voies α et γ jusqu'au niveau de sortie des convertisseurs. Une vérification canal par canal, entre ces spectres et ceux sommés par le calculateur, donne une indication sur la bonne marche de celui-ci. Après chaque contrôle, on enregistrait sur une nouvelle zone vierge des disques magnétiques et à la fin de l'expérience, les spectres partiels correctement enregistrés étaient sommés pour constituer le spectre XY final.

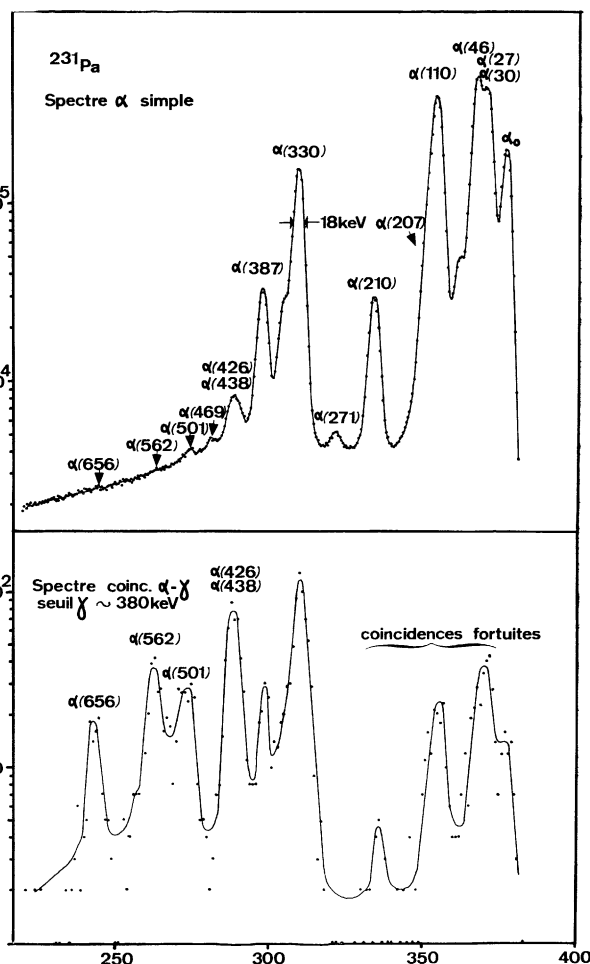


FIG. 2a. — Spectre α direct de ^{231}Pa , mesuré avec un détecteur à barrière de surface de 18 keV de résolution.

FIG. 2b. — Spectre α de ^{231}Pa en coïncidence avec les rayonnements $\gamma \geq 380 \text{ keV}$ détectés par un scintillateur $\text{InA } 3'' \times 3''$.

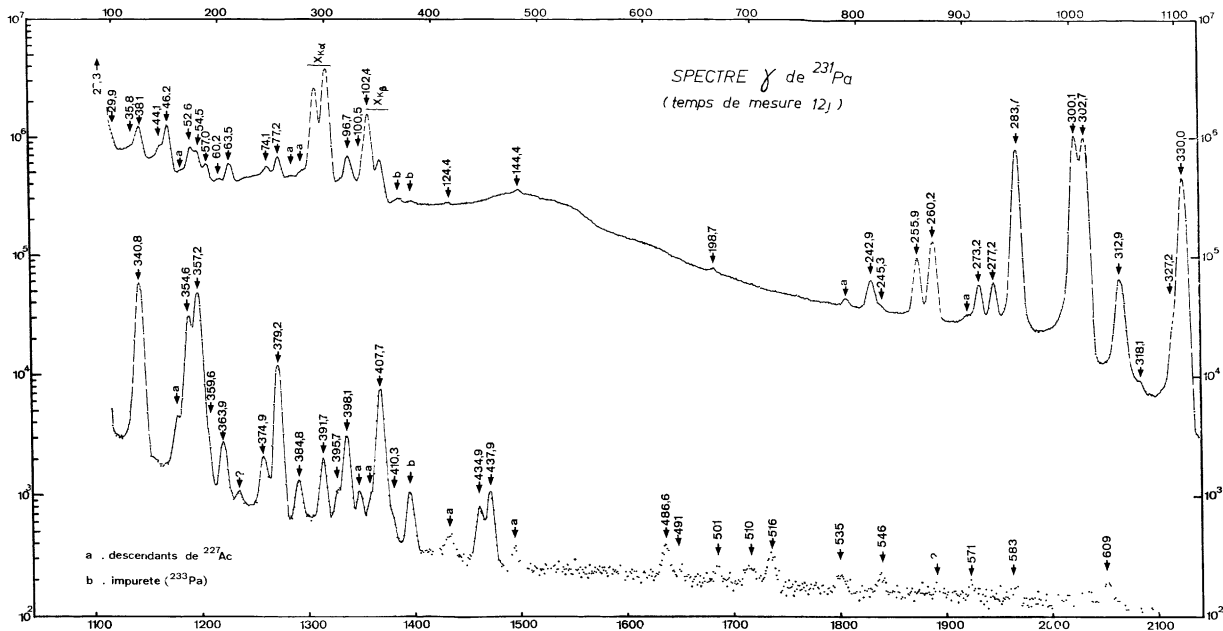


FIG. 3. — Spectre γ direct de ^{231}Pa mesuré avec un détecteur Ge-Li de 1,8 keV de résolution.

4) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — a) Spectrométrie

α . — Un spectre α simple obtenu avec un détecteur à barrière de surface, de résolution 18 keV, est présenté sur la figure (2a) ; les intensités des raies, souvent groupées par deux ou par trois dans notre cas sont en bon accord avec les valeurs récentes de Baranov et coll. Un autre spectre α en coïncidence avec les $\gamma \geq 380$ keV détectés par un scintillateur INa $3'' \times 3''$ est présenté sur la figure (2b), sur laquelle on voit nettement les raies d'intensité faible masquées par la queue des raies α plus énergiques dans le spectre α direct. On a confirmé l'existence d'une nouvelle raie α , observée par Lange et Hagee, d'énergie $4\,409 \pm 10$ keV, d'intensité $\sim 10^{-5}$ correspondant à un niveau excité de (650 ± 10) keV.

b) Spectrométrie γ Ge(Li). — Un spectre γ direct de ^{231}Pa , mesuré avec la diode Ge(Li) de 1,8 keV de résolution est reproduit sur la figure (3). L'enregistrement a duré 12 jours et la dérive des pics pendant la mesure était inférieure à 1 canal/4 096.

Une partie du spectre γ d'énergie faible a été enregistrée avec le détecteur de résolution 0,9 keV et est présentée sur la figure (4). L'écart entre les deux raies 27,3 et 29,9 keV d'intensités très différentes a pu être évalué à $(2,64 \pm 0,05)$ keV, en bon accord avec les valeurs de De Pinho [3] et de Stephens [2].

Pour identifier et soustraire les raies γ des descendants, accumulées pendant la mesure, on a enregistré séparément, dans des conditions identiques, un spectre γ de (^{227}Ac + dérivés). Nous nous sommes servis en même temps de ce spectre qui est riche en raies γ d'énergie précise [9], pour étalonner les énergies γ de ^{231}Pa .

Après avoir décomposé certaines raies complexes, nous avons pu identifier 54 rayonnements γ d'inten-

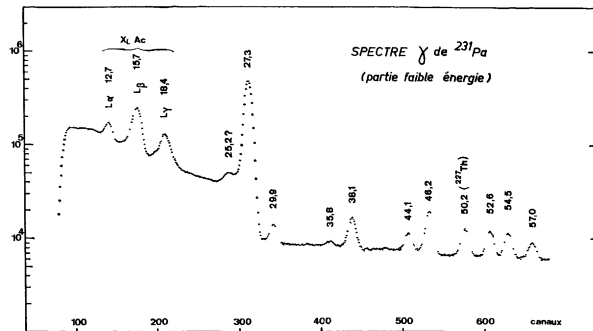


FIG. 4. — Une partie du spectre γ de faible énergie de ^{231}Pa mesuré avec un détecteur Ge-Li de 0,9 keV de résolution.

sité $> 2 \times 10^{-6}/\alpha$. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau et comparé aux valeurs récentes de Lange et Hagee.

Les énergies γ obtenues sont en très bon accord avec celles déduites des spectres d'électrons de Stephens aussi bien qu'avec celles de De Pinho. Dans les limites des erreurs, nos valeurs sont en accord avec les déterminations de Lange et Hagee.

Nos intensités γ/α sont à comparer avec les intensités relatives de Lange et Hagee au moyen d'un facteur de normalisation. Malgré cela, les écarts entre nos mesures et celles de Lange et Hagee dépassent de beaucoup les erreurs indiquées.

c) Coïncidences α - γ bidimensionnelles ($256 \times 1\,024$). — La voie α comportait 256 canaux (8 bits) de dispersion 5 keV/canal et la voie γ comportait 1 024 canaux (10 bits) de dispersion 0,5 keV/canal, ce qui constituait un compromis entre la largeur des pics et les faibles intensités attendues. Par suite de la faible activité de la source, l'expérience a duré 18 jours avec vérification

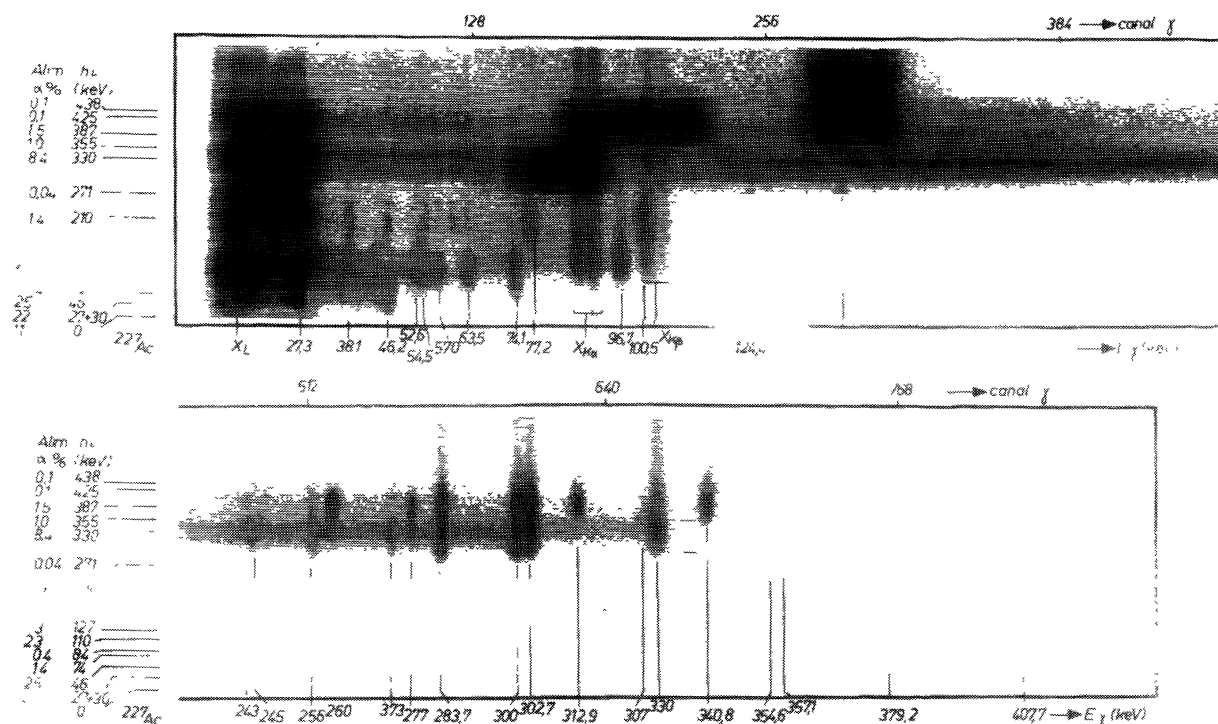


FIG. 5. — Densitogramme de coïncidence α - γ de ^{231}Pa (l'axe vertical représente l'énergie α de ^{231}Pa , les niveaux excités de ^{227}Ac liés aux E_α de ^{231}Pa sont présentés à gauche de la figure; avec l'intensité d'alimentation α en % l'axe horizontal représente l'énergie des rayonnements γ). Vue d'ensemble de coïncidences bidimensionnelles α - γ 256×1024 canaux, dispersion α 5 keV/canal, γ 0,5 keV/canal.

TABLEAU I

Les énergies et les intensités absolues des rayonnements γ des spectres directs de ^{231}Pa , comparées avec les déterminations de Lange et Hagee.

C Attribution des transitions par coïncidence α - γ .

E Attribution des transitions par différence d'énergie.

* Transition et multipolarité déterminée par Stephens (2).

** Transition et multipolarité déterminée par De Pinho (3).

Lange et Hagee [5]				Nos mesures				
E_γ	I_γ relative	Transition	Mode d'attri.	E_γ	$I_\gamma/100 \alpha$	Transition	Mode d'attri.	Multipolarité
—	—	—	—	—	—	—	—	—
10,9		84,2 \rightarrow 73,1	E					
12,6		84,2 \rightarrow 71,7	E	12,7 XL	α			
15,5		46,1 \rightarrow 29,8	E	15,7 XL	β			
18,2		46,1 \rightarrow 27,3	E	18,4 XL	γ			
22,7		107,1 \rightarrow 84,2	E					
25,3		354,8 \rightarrow 330,1	E	*25,2 \pm 0,2	\sim 0,3	110 \rightarrow 84	E	* M_1
27,3			C	*27,3 \pm 0,2	7 \pm 2	27 \rightarrow 0	C	* E_1
29,8			C	*29,9 \pm 0,2	0,1 \pm 0,03	30 \rightarrow 0	E	($M_1 + E_2$)
30,7		386,6 \rightarrow 354,8	E					
35,6		107,1 \rightarrow 71,7	E	35,8 \pm 0,3	(1,5 \pm 0,5) 10^{-2}	110 \rightarrow 74	C	(E_1)
38,0		84,2 \rightarrow 46,1	C, E	*38,1 \pm 0,2	0,1 \pm 0,03	84 \rightarrow 46	C	($M_1 + E_2$)
39,6		425,6 \rightarrow 386,6	E					
43,9				*44,1 \pm 0,2	(4,5 \pm 1,5) 10^{-2}	74 \rightarrow 30	C	(M_1)
46,1			C	46,2 \pm 0,2	0,13 \pm 0,04	46 \rightarrow 0	C	(E_1)
52,4		437,9 \rightarrow 386,6	E	*52,6 \pm 0,2	(6 \pm 2) 10^{-2}	127 \rightarrow 74	C	($M_1 + E_2$)
54,8		84,2 \rightarrow 29,8	E	54,5 \pm 0,2	(6 \pm 2) 10^{-2}	84 \rightarrow 30	C	(E_1)
—				*57,0 \pm 0,2	(3 \pm 1) 10^{-2}	84 \rightarrow 27	C	* E_2
59,4		268,2 \rightarrow 209,6	E	60,2 \pm 0,3	(3 \pm 2) 10^{-3}	210 \rightarrow (187) \rightarrow 127	C	(E_1)

Lange et Hagee [5]				Nos mesures				
E_γ	I_γ relative	Transition	Mode d'attri.	E_γ	$I_\gamma/100 \alpha$	Transition	Mode d'attri.	Multipolarité
—	—	—	—	—	—	—	—	—
63,3		107,1 \rightarrow 46,1	C	*63,5 \pm 0,2	(3 \pm 1) 10^{-2}	110 \rightarrow 46	C	* E_2
—				*74,1 \pm 0,3	(2 \pm 0,7) 10^{-2}	74 \rightarrow 0	C	* E_2
77,1		107,1 \rightarrow 29,8	E	*77,2 \pm 0,2	(4 \pm 1) 10^{-2}	210 \rightarrow (187) \rightarrow 110	C	* M_1
				$X_R(\alpha + \beta)$	1,5 \pm 0,3			
				*96,7 \pm 0,2	(6,5 \pm 1,5) 10^{-2}	127 \rightarrow 30	C	* E_2
102,5		209,6 \rightarrow 107,1	C	*100,5 \pm 0,5	(1,2 \pm 0,5) 10^{-2}	210 \rightarrow 110	C	* E_2
106,0		437,9 \rightarrow 330,1	E	*102,5 \pm 0,4	(4,4 \pm 1,5) 10^{-2}	210 \rightarrow (187) \rightarrow 84	C	* E_2
—				—				
—				124,4 \pm 0,5	(2 \pm 1) 10^{-3}	?		
—				144,4 \pm 0,5	(4 \pm 2) 10^{-3}	271 \rightarrow 127	C	
—				198,7 \pm 0,6	(1 \pm 0,5) 10^{-3}	330 \rightarrow (273) \rightarrow 74	E	
243,0	$2,46 \times 10^{-2}$	330,1 \rightarrow 84,2	C	242,9 \pm 0,4	(4 \pm 1) 10^{-2}	330 \rightarrow (273) \rightarrow 30	C	
—				245,3 \pm 0,5	(7 \pm 2) 10^{-3}	?		
256,1	$2,71 \times 10^{-2}$	330,1 \rightarrow 73,1	C	255,9 \pm 0,3	0,13 \pm 0,02	330 \rightarrow 74	C	
260,2	$8,17 \times 10^{-2}$	386,6 \rightarrow 126,6	C	**260,2 \pm 0,3	0,18 \pm 0,03	387 \rightarrow 127	C	** $E_2 + M_1$
273,5	$1,16 \times 10^{-3}$	356,6 \rightarrow 84,2	E	273,2 \pm 0,3	(7 \pm 1,5) 10^{-2}	330 \rightarrow (273) \rightarrow 0	C	
277,7	$2,82 \times 10^{-4}$	386,6 \rightarrow 107,1	C	277,2 \pm 0,3	(8 \pm 1,5) 10^{-2}	387 \rightarrow 110	C	
283,9	$4,31 \times 10^{-1}$	330,1 \rightarrow 46,1	C	**283,7 \pm 0,3	1,6 \pm 0,2	330 \rightarrow 46	C	** E_1
300,5	1	330,1 \rightarrow 29,8	E	**300,1 \pm 0,2	2,3 \pm 0,2	330 \rightarrow 30	C	** $E_2 + M_1$
303,2		330,1 \rightarrow 27,3	E	**302,7 \pm 0,2	2,3 \pm 0,2	330 \rightarrow 27, + 387 \rightarrow 84	C	** E_1
313,0	$1,76 \times 10^{-2}$	386,6 \rightarrow 73,1	C	**312,9 \pm 0,3	0,11 \pm 0,02	387 \rightarrow 74	C	** $E_2 + M_1$
—				318,1 \pm 0,7	(2 \pm 1) 10^{-3}			
—				**327,2 \pm 0,4	(4 \pm 2) 10^{-2}	355 \rightarrow 27	C	** E_1
330,2	$1,48 \times 10^{-1}$	330,1 \rightarrow 0	C	**330,0 \pm 0,2	1,3 \pm 0,2	330 \rightarrow 0	C	** $E_2 + M_1$
341,0	$1,60 \times 10^{-2}$	386,6 \rightarrow 46,1	C	340,8 \pm 0,2	0,16 \pm 0,04	387 \rightarrow 46	C	
—				**354,6 \pm 0,2	0,10 \pm 0,02	355 \rightarrow 0	C	** $M_1 + E_2$
356,6	$1,96 \times 10^{-2}$	386,6 \rightarrow 29,8	C	**357,2 \pm 0,2	0,15 \pm 0,03	387 \rightarrow 30	C	** $M_1 + E_2$
—				358,6 \pm 0,4	(6 \pm 3) 10^{-3}	387 \rightarrow 27	E	
364,2		471,3 \rightarrow 107,1	E	363,9 \pm 0,4	(6 \pm 3) 10^{-3}	438 \rightarrow 74	C	
—				374,9 \pm 0,4	(3 \pm 1) 10^{-3}	501 \rightarrow 84	E	
379,5	$2,81 \times 10^{-3}$	425,6 \rightarrow 46,1	C	379,2 \pm 0,3	(4 \pm 1,5) 10^{-2}	426 \rightarrow 46	C	
—				384,8 \pm 0,3	(2 \pm 1) 10^{-3}	469 \rightarrow 84	E	
392,5	$3,01 \times 10^{-3}$	437,9 \rightarrow 46,1	E	391,7 \pm 0,3	(5 \pm 2) 10^{-3}	438 \rightarrow 46	C	
—				395,7 \pm 0,4	(1 \pm 0,5) 10^{-3}	426 \rightarrow 30	C	
398,4	$3,25 \times 10^{-4}$	425,6 \rightarrow 27,3	E	398,1 \pm 0,3	(7 \pm 3) 10^{-3}	426 \rightarrow 27	C	
408,1	$1,45 \times 10^{-3}$	437,9 \rightarrow 29,8	C	407,7 \pm 0,3	(2 \pm 1) 10^{-2}	438 \rightarrow 30	C	
410,5				410,3 \pm 1	(1 \pm 0,5) 10^{-3}	438 \rightarrow 27	E	
—				434,9 \pm 0,8	(2 \pm 1) 10^{-3}	562 \rightarrow 127	E	
437,9	$2,05 \times 10^{-4}$	437,9 \rightarrow 0	C	437,9 \pm 0,8	(4 \pm 2) 10^{-3}	438 \rightarrow 0	C	
487,2	$< 10^{-4}$			486,6 \pm 1	(1 \pm 0,5) 10^{-3}	562 \rightarrow 74	E	
—				491 \pm 2	1×10^{-4}			
—				501 \pm 1	2×10^{-4}			
512,2	$< 10^{-4}$			510 \pm 1	5×10^{-4}			
516,2	$< 10^{-4}$	563,1 \rightarrow 46,1	E	516 \pm 1	8×10^{-4}	562 \rightarrow 46	E	
				535 \pm 1	5×10^{-4}			
				546 \pm 1	4×10^{-4}	656 \rightarrow 110	E	
				571 \pm 2	3×10^{-4}	656 \rightarrow 84	E	
				583 \pm 2	3×10^{-4}	656 \rightarrow 74	E	
				609 \pm 2	5×10^{-4}	656 \rightarrow 46	E	

quotidienne entre les deux spectres de contrôle BMX et BMY (Fig. 1) et le contenu enregistré pendant le même temps sur les disques magnétiques du calculateur IBM.

La sommation des spectres partiels XY retenus après vérification (16 spectres sur 18) a donné un spectre XY final contenant $7,7 \times 10^6$ coïncidences.

Une vue d'ensemble du spectre 256×1024 tracée par le calculateur IBM est reproduite sur la figure (5). Par suite de la variation importante de l'intensité des raies, une échelle logarithmique des noircissements a été adoptée (facteur $\simeq 2$ entre nuances, 8 nuances en tout). Sur ce densitogramme, on peut localiser facilement les régions d'intérêt (pics de coïncidences)

qui sont ensuite examinées en détail pour déterminer quantitativement les coordonnées et le volume (après déduction du fond) de chaque pic de coïncidence.

La figure (6) montre la variation de l'intensité de chaque pic γ en fonction de l'énergie α , l'erreur sur la détermination du sommet dépendant principalement de l'intensité des raies observées. L'ensemble des valeurs obtenues pour les pics de coïncidences (E_γ , E_α , I_γ) est résumé dans le tableau II. L'intensité $\gamma/100 \alpha$ dans ce tableau correspond aux valeurs déduites de l'étude des spectres γ directs (tableau I) ; dans certains cas cependant, cette intensité est partagée en fractions suivant l'intensité relative du même rayonnement γ en coïncidence avec différents groupes α .

En se guidant sur les énergies des niveaux déduits du spectre α magnétique, sur les énergies γ prises comme

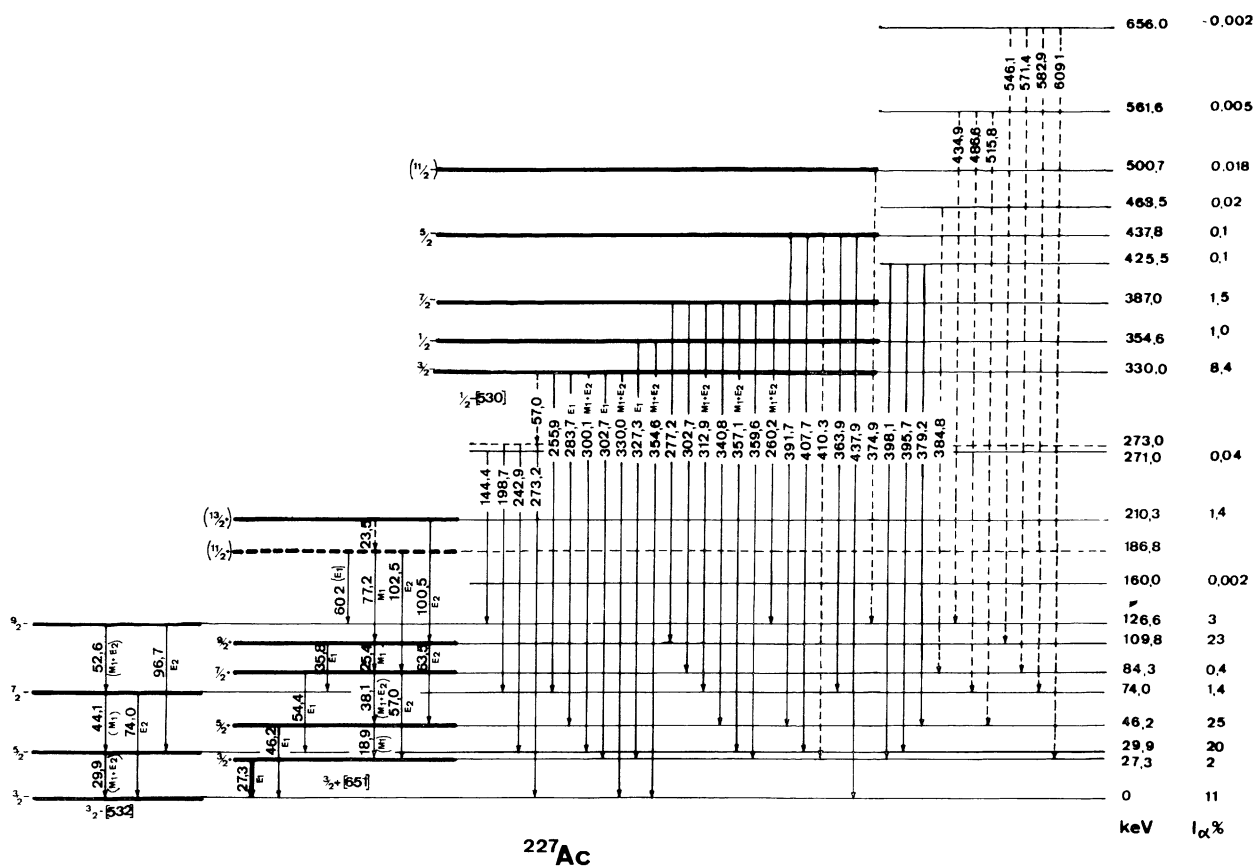
étalons et après un léger réajustement des énergies des niveaux, les transitions observées par coïncidence XY ont été introduites sans difficulté dans le schéma de ^{227}Ac (0,1 keV près pour les $\gamma < 100$ keV, 0,3 keV près pour les $\gamma \simeq 300$ keV). Six transitions γ qui ne satisfont pas à la règle somme d'énergie et se trouvent largement en dehors des limites des erreurs estimées suggèrent un niveau à 273,0 keV, expliquant les transitions de 198,7, 242,9 et 273,2 keV qui seraient issues du niveau 330,0 keV par l'intermédiaire d'une transition 57,0 keV très convertie (non visible en coïncidence avec le niveau de 330 keV). Un autre niveau à 186,8 keV est suggéré de la même manière pour expliquer les transitions de 60,2, 77,2 et 102,5 keV ayant pour origine le niveau de 210,3 keV. L'existence de ces deux niveaux, non observés par spectrographie α magnétique serait à

TABLEAU II. — Représentation quantitative de la figure 5, les valeurs entre parenthèses sont des puissances de 10.

Intensités $\gamma/100 \alpha$ en coïncidence avec les α de ^{231}Pa
(coïncidences bidimensionnelles avec calculateur IBM 360)

E_α (keV)	5 029	5 014	4 986	4 976	4 951	4 934	4 852	4 734	4 710	4 678	4 640	4 628
I_α %	22	25	1,4	0,4	23	3	1,4	8,4	1	1,5	0,1	0,1
niveaux												
$E_\gamma \downarrow$	27,3 +											
27,3	29,9	46,2	74,1	84,3	109,7	126,6	210,3	330,0	354,6	387,0	425,5	437,8
35,9	4				3		~ 0,1	~ 0,3				
38,1				~ 4(— 3)	8(— 2)		8(— 3)					
44,1			2(— 2)			2(— 2)						
46,2		0,68			0,45		~ 4(— 2)					
52,6					6(— 2)							
54,5				~ 4(— 3)	5(— 2)		4(— 3)					
57,0				~ 2(— 3)	2(— 2)		2(— 3)					
60,2							3(— 3)					
63,5					3(— 2)		3(— 3)					
74,1			1(— 2)			1(— 2)						
77,2							4(— 2)					
X_K												
96,7						7(— 2)		1,4		~ 0,1		
100,5							~ 1(— 2)					
102,5							4(— 2)					
242,9								4(— 2)				
255,9								0,13				
260,2										0,18		
273,2								7(— 2)				
277,2										8(— 2)		
283,7								1,6				
300,1								2,3				
302,7								2,1		~ 0,2		
312,9										0,11		
327,2									4(— 2)			
330,0								1,3				
340,8												
354,6										0,17		
357,1									0,10			
363,9										0,15		
379,2											6(— 3)	
391,7											4(— 2)	
395,7												5(— 3)
398,1											1(— 3)	
407,7											7(— 3)	
437,9												3(— 2)
												4(— 3)

Remarque : les valeurs entre parenthèses sont des puissances de « 10 ».

FIG. 7. — Le schéma de niveau de ^{227}Ac .

rotationnelle construite sur le même état intrinsèque de Nilsson $3/2 + [651]$ est perturbée par l'interaction des bandes jusqu'au point que l'ordre des niveaux $3/2$ et $5/2$ est inversé.

Il est vraisemblable qu'un tel phénomène se produit aussi dans le noyau de ^{227}Ac , mais, à l'heure actuelle, on ne possède pas d'indication sur l'emplacement de ces bandes perturbatrices et on manque donc de bases pour une estimation même grossière d'une telle interaction.

Les calculs de Poggenburg [10], qui sont très bien vérifiés pour les bandes $1/2 - [530]$ et $3/2 - [532]$, prévoient une alimentation α assez importante vers la bande $1/2 + [660]$. D'après notre schéma, cependant,

peu de niveaux à parité positive et suffisamment alimentés par α sont disponibles pour construire une telle bande.

Il semble qu'à l'heure actuelle le problème n'est pas résolu et que des études très soignées sur ces niveaux à parité positive sont nécessaires (probabilités de transition $B(M_1)$ et $B(E_2)$, vérification des valeurs de spin attribuées) pour pouvoir décider de la construction de bandes rotationnelles nouvelles.

Remerciements. — Nous remercions vivement l'équipe de la calculatrice IBM 360-50 pour son aide, lors de la constitution des spectres multidimensionnels.

Bibliographie

- [1] BARANOV (S. A.), KULAKOV (V. M.), SAMOILOV (P. S.), ZELENKOV (A. G.), RADIONOV (Yu. F.), PIROZHKOV (S. V.), *Sov. Phys. J. E. T. P.*, 1962, **14**, 1053.
- [2] STEPHENS (F. S.), « Unpublished results » (1958), *Nuclear properties of heavy elements*, 1964, **II**, 691.
- [3] DE PINHO (A. G.), Thèse Doctorat Université Orsay, 1963.
- [4] MARQUES (M.), FOUCHER (R.), (Communication privée).
- [5] LANGE (R. C.), HAGEE (G. R.), *Nucl. Phys.*, 1969, **A124**, 412.
- [6] PEGHAIRE (A.), Thèse, 3^e cycle, Orsay, 1969.
- [7] BASTIN (G.), WALEN (R. J.), Colloque International « Physico-Chimie du Protactinium », Orsay 1966, Communication n° 154.
- [8] LEANG (C. F.), *C. R. Acad. Sci.*, 1967, **265**, B, 417.
- [9] LEANG (C. F.), BASTIN (G.), WALEN (R. J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **267**, série B, 303.
- [10] BRIANÇON (C.), LEANG (C. F.), WALEN (R. J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **266**, série B, 1533.
- [11] BRIANÇON (C.), VIEU (C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **267**, série B, 651.
- [12] POGGENBURG (J. K.), U. C. R. L. 16187, 1965.
- [13] BROWNE (E.), ASARO (F.), « Nuclear Chemistry Annual Report, 1967 » U. C. R. L., 17989.